数理解析研究所講究録
264巻 1976年 85-102

爆発型半線型熱方程式の数値解析

電力中研　中川友康
電通大・情報数理　牛島照夫

1. はじめに

$\Omega \subset R^n$ を有界な開集合，その境界 Γ を滑らかとする。次の問題を考える。

$$
(E)\begin{cases} \dfrac{\partial u}{\partial t} = \Delta u + f(u) & x \in \Omega \\ u(t,x) = 0 & x \in \Gamma \\ u(0,x) = a(x) \in C_0(\bar{\Omega}), & x \in \Omega. \end{cases} \quad t>0
$$

この解 $u(t,x)$ は，$f(u)$ と $a(x)$ に関する適当な条件のもとに有限時間で無限大になることが Kaplan [6]，Fujita [4]，Ito [5]，Tsutsumi [9, 10] 等により知られている。

ここでは以下に定義する二種類の「爆発」解についての近似問題をあつかう。近似の方法は有限要素法による，([8]。)

定義 1（Kaplan-Fujita の意味の爆発）.

λ を Dirichlet 条件の下での $-\Delta$ の最小固有値，$\phi(x) \underbrace{>0}_{(x\in\Omega)}$ を

対応する固有関数とする。$\int_\Omega \phi(x)\,dx = 1$ と正規化しておく。 $J(t) = (u(t,x), \phi(x))_{L^2(\Omega)}$ を考える。

$u(t,x) \in C([0,T), C_0(\bar{\Omega}))$, $T<+\infty$, が(E)をみたす古典解で $\lim_{t \uparrow T} J(t) = \infty$ のとき $u(t,x)$ は J 爆発するといい, T を J-爆発の爆発時刻という。

定義 1′ (Tsutsumi の意味の爆発)

$u(t,x) \in C([0,T), C_0(\bar{\Omega}))$, $T<+\infty$, が(E)をみたす古典解で $\lim_{t \uparrow T} \|u\|_{L^2(\Omega)}(t) = \infty$ のとき $u(t,x)$ は L^2 爆発するといい, T を L^2-爆発の爆発時刻という。

$f(u)$ を

$$
(1)\begin{cases} \circ\ f(u) \geq 0 \text{ および } f''(u) \geq 0, \text{ 任意の } u \in R^1 \text{ に対して.} \\ \circ\ \text{ある正数 } C, \gamma \text{ が存在して} \\ \quad f(u) \geq Cu^{1+\gamma}, \quad u \to \infty \text{ のとき.} \end{cases}
$$

とする。

J^1 を $-\lambda J + f(J) = 0$ の最大正根とする。 正根をもたぬ場合は $J^1 = 0$ にとる。 次がなりたつ.

命題 1 (J 爆発の必要十分条件)

$f(u)$ は (1) をみたすとする。(E)の古典解 $u(t,x)$ が J 爆発するのはある時刻 $t_0 \geq 0$ が存在して

(2) $J(t_0) > J^1$

のときかつそのときにかぎる。

J爆発の時刻Tは

(3) $$T \leqq t_0 + \int_{J(t_0)}^{\infty} \frac{dJ}{-\lambda J + f(J)}$$

により評価される。

証明） (2)の必要は明らか。十分は，Jensenの不等式を用いて常微分不等式

(4) $$\frac{d}{dt}J(t) \geqq -\lambda J(t) + f(J(t)) \qquad t \in [0, T)$$

を導けばよい。 また(3)は(4)からの帰結である。(証明終り)

$f(u)$を， $u \geqq 0$に対して

(5) $$\begin{cases} f(u) \geqq 0, \quad f'(u) \geqq 0 \\ uf(u) - 2\int_0^u f(u)\,du \geqq C u^{2+\gamma} \quad ({}^{\exists}C>0,\ {}^{\exists}\gamma>0) \end{cases}$$

とする。

$$I(t) \equiv -\frac{1}{2}\|\nabla u\|^2_{L^2(\Omega)} + \left(\int_0^u f(u)\,du,\ 1\right)_{L^2(\Omega)}$$ を定義する。

命題 1′ (L^2爆発の必要十分条件)

$f(u)$は(5)をみたすものとし，$a(x) \geqq 0$とする。(E)の古典解$u(t,x)$がL^2爆発するのはある時刻$t_0 \geqq 0$が存在して

(6) $\qquad I(t_0) > 0$

のときかつそのときにかぎる。

L^2爆発の時刻 T は

(7) $\qquad T \leqq t_0 + \frac{1}{C\gamma}\left(mes(\Omega)\right)^{\frac{\gamma}{2}}\left(\|u\|(t_0)\right)^{-\gamma}$

により評価される。

証明) (E) から次が導ける。

$$(8)\begin{cases} \frac{1}{2}\frac{d}{dt}\|u\|^2 = -\|\nabla u\|^2 + (uf(u), 1) \\ \left\|\frac{\partial u}{\partial t}\right\|^2 = \frac{d}{dt}I(t) . \end{cases}$$

$u(t, x) = \int_0^t \frac{\partial u}{\partial t}dt + u(0, x)$ だから

$$\|u\|^2(t) \leqq 2\int_0^t dt \cdot \int_0^t \left\|\frac{\partial u}{\partial t}\right\|^2 dt + 2\|u\|^2(0)$$

$$= 2\left(\int_0^t dt\right)\left(I(t) - I(0) \right) + 2\|u\|^2(0) .$$

これにより (6) の必要が出る。

十分は, $I(t) > 0$, $t \geqq t_0$ がなりたつことに注意して

(9) $\qquad \frac{1}{2}\frac{d}{dt}\|u\|^2_{L^2(\Omega)} \geqq C\left(u^{2+\gamma}, 1\right)$

$$\geqq C\left(mes(\Omega)\right)^{-\frac{\gamma}{2}}\|u\|^{2+\gamma}_{L^2(\Omega)} \quad \text{(Hölder の不等式)}$$

$$(t \geqq t_0)$$

によって示される。

(7) は (9) からの帰結である。

2. 有限要素法のための空間の近似

$\{\Omega_h ; h>0\}$ を次の条件をみたす開多面体領域の族とする。

$$
(H1)\begin{cases}
\Omega_h \subset \Omega \\
\Omega_h \supset \Omega_{h'} \quad \text{if} \quad h \leqq h' \\
\max\limits_{x\in\Gamma_h} \mathrm{dist}(x, \Gamma) \to 0 \quad \text{as} \quad h\to 0.
\end{cases}
$$

ここに Γ_h は Ω_h の境界とする。

<u>定義 2</u>（三角形分割）

集合 $\mathcal{S}_h = \{S^{(k)}\}$ が開多面体領域 Ω_h の三角形分割であるとは，

(i) $S^{(k)}$, $k=1,2,\cdots$, は非退化の閉 n-単体で，その総数が有限，

(ii) $\overline{\Omega}_h = \bigcup\limits_{S^{(k)}\in\mathcal{S}_h} S^{(k)}$

(iii) $S^{(k)}$ の面は他の n 単体 $\in \mathcal{S}_h$ の面であるか Ω_h の境界の一部

なることをいう。■

以下簡単のために添字 (k) をはぶく。S の頂点を $b_0,\cdots, b_n$ とし，点 $x\in S$ の重心座標を $(\lambda_0(x), \cdots, \lambda_n(x))$ とする。頂点 b_0 に S の部分領域 $B_{b_0(S)}$ を

$$B_{b_0(S)} = \{x ; 1 \geqq \lambda_0(x)/(\lambda_0(x)+\lambda_i(x)) > 1/2, \quad i \leqq 1 \leqq n\}$$

を対応させる。

ここで，$\mathcal{S}_h$ のすべての S の頂点を次によって番号づけな

おす：

$$\begin{cases} \Omega_h \text{の内部の頂点に対して；} j=1,\cdots,N \\ \Gamma_h \text{上の頂点を} \quad j=N+1,\cdots,M. \end{cases}$$

頂点 j の「集中質量領域」B_j を $B_j = \bigcup_S B_{b_j(S)}$

によって定める。ここに $\bigcup_S$ は頂点 j をもつすべての n-単体にわたる和をあらわすものとする。

頂点 j ($j=1,\cdots,N$) に関して２種の関数 $\bar{w}_j(x)$ と $\hat{w}_j(x)$ を次によって定める。

$$\begin{cases} \bar{w}_j(x) = B_j \text{の特性関数} \\ \hat{w}_j(x) = \text{各}S\text{上で線型にして} \ \hat{w}_j(b_k) = \delta_{jk}, \ k=1,\cdots,N+M. \end{cases}$$

$\bar{w}_j(x)$ の線型結合を元とする集合を $\bar{V}_h$，$\hat{w}_j(x)$ の線型結合を元とする集合を $\hat{V}_h$ とする。すなわち

$$\begin{cases} \bar{V}_h = \{\bar{u}_h;\ \bar{u}_h = \sum_{j=1}^{N} \alpha_j \bar{w}_j\}, & \alpha_j:\text{実数} \\ \hat{V}_h = \{\hat{u}_h;\ \hat{u}_h = \sum_{j=1}^{N} \alpha_j' \hat{w}_j\}, & \alpha_j':\text{実数}. \end{cases}$$

$\alpha_j = \alpha_j'$，$j=1,\cdots,N$，なる $\bar{u}_h \in \bar{V}_h$ と $\hat{u}_h \in \hat{V}_h$ は互いに associate であるといい，その対応を

$$\begin{cases} K_h: \quad \bar{u}_h \to \hat{u}_h \\ K_h^{-1}: \quad \hat{u}_h \to \bar{u}_h \end{cases}$$

であらわす。

次の３つのバーナハ空間を導入する。

X ： $C_0(\bar{\Omega})$ に最大値ノルムを入れた空間

$\hat{X}_h$: $\hat{V}_h$ に最大値ノルムを入れた空間

X_h : $\bar{V}_h$ 〃 。

なお $\hat{X}_h$ と X_h の各元は $\Omega - \Omega_h$ で値 0 をとるように Ω 全体へ拡張しておく。

作用素 $\tilde{P}_h$ を $(\tilde{P}_h u)(x) \equiv \sum_{j=1}^{N} u(x_j)\,\hat{w}_j(x)$, $\forall u \in X$, によって定めれば, 写像 $P_h = K_h^{-1}\tilde{P}_h : X \to X_h$ は X から X_h 上への射影である。

3. 近似方程式

空間 X_h での作用素 A_h を

$$(A_h u_h, v_h)_{L^2(\Omega_h)} = -(\nabla \hat{u}_h, \nabla \hat{v}_h)_{L^2(\Omega_h)}$$

$$\text{for } \forall u_h \in X_h,\ \forall v_h \in X_h$$

$$\hat{u}_h = K_h u_h,\quad \hat{v}_h = K_h v_h$$

にて定義する。 また X_h での非線型写像 f_h を

$$f_h(u_h) = \sum_{j=1}^{N} f(\alpha_j)\,\bar{w}_j \qquad \text{for } u_h = \sum_{j=1}^{N} \alpha_j \bar{w}_j$$

にて定義する。

(E) の weak form から

$$\left(\frac{\partial u_h}{\partial t}, \varphi_h\right)_{L^2(\Omega_h)} = -(\nabla \hat{u}_h, \nabla \hat{\varphi}_h)_{L^2(\Omega_h)} + (f_h, \varphi_h)_{L^2(\Omega_h)}$$

$$\forall \hat{\varphi}_h \in \hat{X}_h,\quad \varphi_h = K_h^{-1}\hat{\varphi}_h$$

が考えられる。　これから我々は2つの近似方程式をつくる。

（半離散近似）

$$(E_h)\begin{cases}\dfrac{\partial u_h}{\partial t} = A_h u_h + f_h \\ u_h(0) = P_h a.\end{cases}$$

（離散近似）

$\tau = (\tau_0, \tau_1, \tau_2, \cdots)$，$\tau_n > 0$　$n=0,1,2,\cdots$，なる順序づき集合 τ を時間メッシュベクトルと名付け，これをもとに，

$$(E_h^\tau)\begin{cases} t_{n+1} = t_n + \tau_n, \quad t_0 = 0, \quad \tau_n > 0 \\ u_h(t) = u_h(t_n), \quad t_n \leqq t < t_{n+1} \\ \dfrac{u_h(t_{n+1}) - u_h(t_n)}{\tau_n} = A_h u_h(t_n) + f(u_h(t_n)) \\ u_h(0) = a_h, \quad a_h = P_h a. \end{cases} \quad n=0,1,2,\cdots$$

半離散近似解ならびに離散近似解の爆発と爆発時刻を定義1に準じて定義する。爆発時刻に共通の記号 T_h をつかう。

4. 爆発解のアルゴリズムと残存時間の評価

時間メッシュベクトル τ のきめ方をのべる。J爆発を追う方法（これを Kaplan - Fujita 流，略して K－F 流）と

L^2爆発を追う方法（これをTsutsumi流，T流）の二通りを示す。

次の量 τ_ε を定義する。

(10) $$\tau_\varepsilon = \min_{1 \leq j \leq N} \left(\| \bar{w}_j \|^2 / \| \nabla \hat{w}_j \|^2 \right).$$

$\boxed{\text{K−F流}}$

$-A_\varepsilon \psi_\varepsilon = \mu \psi_\varepsilon$, $\psi_\varepsilon \in X_\varepsilon$, の最小固有値を λ_ε, 対応する固有関数を φ_ε とし，$\varphi_\varepsilon \geqq 0$, $\int_{\Omega_\varepsilon} \varphi_\varepsilon \, dx = 1$ に正規化しておく。

$J_\varepsilon(t) = (u_\varepsilon, \varphi_\varepsilon)_{L^2(\Omega_\varepsilon)}$ を定義する。また $-\lambda_\varepsilon J + f(J) = 0$ の最大正根を J_ε^1 と書く。正根がないときは $J_\varepsilon^1 = 0$ と定める。

$\tau \leqq \tau_\varepsilon$ なる任意の τ $(\tau > 0)$ をきめて固定する。

(11) $$\left\| \begin{array}{l} \tau_0 = \tau \\ \tau_n = \begin{cases} \tau, & J_\varepsilon(t_{n-1}) < J_\varepsilon^1 \text{ のとき} \\ \min\left\{ \tau, \dfrac{J_\varepsilon(t_n) - J_\varepsilon(t_{n-1})}{-\lambda_\varepsilon J_\varepsilon(t_n) + f(J_\varepsilon(t_n))} \right\}, & J_\varepsilon(t_{n-1}) \geqq J_\varepsilon^1 \text{ のとき} \end{cases} \\ \qquad\qquad (n = 1, 2, 3, \cdots.) \end{array} \right.$$

$\boxed{\text{T流}}$

$\tau \leqq \tau_\varepsilon$ なる任意の τ $(\tau > 0)$ をきめて固定する。

別に $\alpha > 0$ なる任意の定数をきめて固定する。

(12) $$\left[\!\left[\quad \tau_n = \tau \times \min\left\{ 1, \frac{\alpha}{\left[\|u_h\|_{L^2(\Omega_h)}(t_n)\right]^{\gamma}} \right\}\right.\right.$$

$$n = 0, 1, 2, \cdots 。$$

離散近似解の残存時間について，命題 1, 1′ に類似な次の評価がなりたつ。

<u>命題 2.</u>

（K－F 流のコントロールの下での残存時間）

ある時刻 t_m で $J_h(t_m) > J_h^1$ になると

(13) $$T_h \leqq t_m + \tau_m + \int_{J_h(t_m)}^{\infty} \frac{dJ}{-\lambda_h J + f(J)}。$$

（T 流のコントロールの下での残存時間）

$I_h(t) \equiv -\frac{1}{2}\|\nabla \hat{u}_h\|^2_{L^2(\Omega_h)} + \left(\int_0^u f(u)\,du \Big|_{u=u_h}, 1 \right)_{L^2(\Omega_h)}$ を定義する。

ある時刻 t_m で $I_h(t_m) > 0$ になると．

(14) $$T_h \leqq t_m + \frac{1}{C\gamma}\left(mes(\Omega_h)\right)^{\frac{\gamma}{2}}\left(1 + O(\tau_h)\right)\left[\|u_h\|_{L^2(\Omega_h)}(t_m)\right]^{-\gamma}。$$

証明）　命題 1, 1′ に準じる。

5. 爆発時刻の収束

半離散近似解のJ爆発の時刻 T_h に対して次の定理がなりたつ。

定理1.

次の二条件を仮定する。

(i) $h \to 0$ のとき $\lambda_h \to \lambda$, かつ $\varphi_h \to \varphi$ in $L^2(\Omega)$.

(ii) $u(t)$ が T でJ爆発するとせよ。任意に固定した $T' < T$ に対してある h' が存在して，すべての $h < h'$ について $0 \leqq t \leqq T'$ で $u_h(t)$ が存在して

$$\max_{0 \leqq t \leqq T'} \| u_h(t) - u(t) \|_{L^2(\Omega)} \to 0, \ (h \to 0).$$

すると，$\lim_{h \to 0} T_h = T$.

証明） $T' < T$ を任意に固定する。(ii) により

(15) $\lim_{h \to 0} J_h(t) = J(t)$, $t \in [0, T']$ で一様。

このことより $T' \leqq \liminf_{h \to 0} T_h$. T' は T にいくらでも近くとれるから

(15) $T \leqq \liminf_{h \to 0} T_h$.

次に，$T'' = \limsup_{h \to 0} T_h > T$ と仮定しよう。$J' \geqq J_h^1$ と $h_0 > 0$ なる J' と h_0 が存在して

$$\int_{J'}^{\infty} \frac{dJ}{-\lambda_h J + f(J)} \leqq \frac{T'' - T}{2}, \quad \forall h \leqq h_0.$$

ところが (15) より, $J_h(t') > J'$ $\forall h \leqq h_0$ なる時刻 $t' < T$ がとれる。残存時間の評価式から

$$T_h - t' \leqq \int_{J_h(t')}^{\infty} \frac{dJ}{-\lambda_h J + f(J)} \leqq \int_{J'}^{\infty} \text{〃} \leqq \frac{T'' - T}{2}$$

よって $T_h \leqq \dfrac{T''-T}{2} + t' \leqq \dfrac{T''-T}{2} + T$

$$\leqq T'' - \frac{T''-T}{2} < T'' = \limsup_{h \to 0} T_h .$$

これは矛盾, したがって

(16) $\quad T'' = \limsup_{h \to 0} \leqq T$。

(15), (16) より 定理 1 を得る。

半離散近似の L^2 爆発, 離散近似の J 爆発と L^2 爆発についても同様の定理がなりたつ。ただし離散近似の場合は, 時間メッシュベクトル τ につき, $\|\tau\|_\infty \equiv \sup\{\tau_i, \tau_i \in \tau\} \leqq \tau_h$ を課し, 定理 1 の条件 (ii) に相当するものとして,

$$\max_{0 \leqq t \leqq T'} \| u_h(t) - u(t) \|_{L^2(\Omega)} \to 0, \quad h \to 0$$

がそのような τ で $\|\tau\|_1 \equiv \sum_{\tau_i \in \tau} \tau_i > T'$ なるすべての τ に対して一様になりたつことを要請しておく。

6. 近似解の収束

$\{\Omega_h\}$ の三角形分割 $\{\mathcal{S}_h\}$ に次の条件を仮定する：

(H2)
(i) $(\nabla\hat{w}_i, \nabla\hat{w}_j) \leqq 0$, $i \neq j$, $1 \leqq i \leqq N$, $1 \leqq j \leqq N+M$

(ii) $\displaystyle\max_{S \in \mathcal{S}_h} h(S) = h$

(iii) $\displaystyle\inf_{h} \min_{S \in \mathcal{S}_h} \rho(S)/h(S) = \mu > 0$

ここに $h(S)$ は S の外接球の直径，$\rho(S)$ は S に含まれる最大球の直径．

解 $u(t)$ が一意な古典解になるという前提で (E) の半線型項 $f(u)$ は次の条件をみたす $f(u,t,x)$ におきかえてよい。

(H3)
(i) $f(u,t,x)$ は $(u,t,x) \in (-\infty,\infty) \times [0, T_1] \times \bar{\Omega}$ で連続

(ii) 任意の $V > 0$ に対して定数 $C_V > 0$ が存在して，

$$\max_{\substack{x \in \bar{\Omega} \\ 0 \leqq t \leqq T_1}} |f(u,t,x) - f(v,t,x)| \leqq C_V |u - v|,$$
$$\forall |u| \leqq V,\ \forall |v| \leqq V.$$

(iii) 別の局所 Lipschitz 連続，単調非減少関数 $F(u)$, $u \geqq 0$, が存在して

$$\max_{|v| \leqq u} \max_{\substack{x \in \bar{\Omega} \\ 0 \leqq t \leqq T_1}} |f(v,t,x)| \leqq F(u), \quad \forall u \geqq 0.$$

ここに区間 $[0, T_1]$ は解 $u(t)$ を考察する時間区間を含む適当な区間とする。

半離散近似解 $u_h(t)$ につき次がなりたつ。

定理 2.

半線型項を (H3) とする (E) が $[0, T)$ で一意な古典解をもつとせよ。 対応する半離散近似問題 (E_h) を $u_h(t)$ とする。 仮定 (H1), (H2) の下で, 任意に固定した $T' < T$ に対して

$$\max_{0 \le t \le T'} \| u_h(t) - P_h u(t) \|_{X_h} \to 0, \quad h \to 0.$$

証明のために次を準備する。

$u_h(t)$, $u(t)$ をそれぞれ

$$(17) \begin{cases} u_h(t) = e^{tA_h} a_h + \int_0^t e^{(t-s)A_h} f_h(s)\, ds, & t > 0 \\ u(t) = e^{tA} a + \int_0^t e^{(t-s)A} f(s)\, ds, & t > 0 \end{cases}$$

と書きかえておく。 ここに A は Dirichlet 条件下での熱方程式に対応する半群 e^{tA} in $X = C_0(\bar{\Omega})$ の生成作用素である。

次の事実がなりたつ。

補題 1. 条件 H2 の下で $\| e^{tA_h} \|_{L(X_h)} \le 1$.

補題 2. 条件 H1, H2 の下で

$$\| e^{(t-s)A_h} P_h u - P_h e^{(t-s)A} u \|_{X_h} \to 0 \quad (\forall u \in X)$$

$$\text{unif. in } 0 \leqq s \leqq t \leqq T' \text{ as } h \to 0.$$

この事実を，$e^{(t-s)A_h}$ は $e^{(t-s)A}$ に「K収束する」という。証明は［11］。

補題3. H2, H3 を仮定する。$\exists h_1 > 0$, $\exists \overline{v}_0 > 0$ に対して

$$\max_{0 \leqq t \leqq t_0} \| u_h(t) \|_{X_h} \leqq \overline{v}_0, \quad \forall h \leqq h_1$$

がなりたつとせよ。すると $u_h(t)$ は少くとも $[t_0, t_0 + \overline{l})$ まで延長できる。任意に小さい正数 ε を固定すると ある K_ε がとれて

$$\| u_h(t) \|_{X_h} \leqq K_\varepsilon, \quad 0 \leqq t \leqq t_0 + \overline{l} - \varepsilon$$

がすべての $h \leqq h_1$ に対してなりたつ。 ここに

$$\overline{l} = G(\overline{v}_0) \equiv \int_{\overline{v}_0}^{\infty} \frac{dv}{F(v)}.$$

証明） 不等式 $\| u_h(t) \|_{X_h} \leqq \| u_h(t_0) \|_{X_h} + \int_0^t F(\| u_h(s) \|_{X_h}) \, ds$ からでる。

補題4. H1, H2, H3 を仮定する。$\exists M > 0$, $\exists h_1 > 0$ に対して $\max_{0 \leqq t \leqq t_0} \| u_h(t) \|_{X_h} \leqq M, \quad \forall h \leqq h_1$

ならば

$$\max_{0 \leqq t \leqq t_0} \| u_h(t) - P_h u(t) \|_{X_h} \to 0 \quad \text{as } h \to 0$$

が従がう。

証明) (17)から, $^\exists C>0$ がとれて,

$$\| u_\varepsilon(t) - P_\varepsilon u(t) \|_{X_\varepsilon} \leqq \gamma + C\int_0^t \| u_\varepsilon(s) - P_\varepsilon u(s) \|_{X_\varepsilon} ds \qquad 0 \leqq t \leqq t_1$$

ここに $\gamma \equiv \| e^{tA_\varepsilon} P_\varepsilon a - P_\varepsilon e^{tA} a \|_{X_\varepsilon}$

$$+ \int_0^t \| e^{(t-s)A_\varepsilon} P_\varepsilon f - P_\varepsilon e^{(t-s)A} f \|_{X_\varepsilon} ds$$

を得る。

補題2のK収束より $\gamma \to 0$ as $\varepsilon \to 0$. よって本補題を得る。

定理2の証明) $V_0 = \max_{0\leq t\leq T'} \| u \|_{X_\varepsilon}(t) + \delta$ (δ は適当な正数)とおき, 区間 $[0, T']$ を $l < G(V_0)$ なる適当な正数 l で等分割する。 明らかに $\| a_\varepsilon \|_{X_\varepsilon} < V_0$ だから補題3により才1の区間 $[0, l]$ で $\| u_\varepsilon(t) \|_{X_\varepsilon}$ は ε に無関係に有界, したがって補題4により収束する。 このことより $\varepsilon_1 > 0$ が存在して $\max_{0\leq t\leq l} \| u_\varepsilon \|_{X_\varepsilon} \leq V_0$, $\forall \varepsilon < \varepsilon_1$。 したがって $\| u_\varepsilon \|_{X_\varepsilon}$ は補題3により区間 $[0, 2l]$ で有界であることが $\forall \varepsilon < \varepsilon_1$ についてなりたつ。 したがって補題4により $[0, 2l]$ での収束がいえる。 以下同様の議論をくりかえして, 結局 $[0, T']$ での収束が示される。 (証明終り)

離散近似解 $u_h(t)$ についても，これを

$$u_h(t) = U_h(t)\, a_h + \int_0^t \tilde{U}_h(t,s) f_h(s)\, ds$$

に表現すると，前述と同じ論法がつかえる。ここに $U_h(t)$, $\hat{U}_h(t,s)$ はそれぞれ e^{tA_h}, $e^{(t-s)A_h}$ を t 方向に近似した近似作用素である。 $U_h(t)$ と $\hat{U}_h(t,s)$ につき補題1，2 に相当する事実が必要であるが，そのために時間メッシュベクトルにつき条件

$$\|\pi\|_\infty \equiv \sup\{\tau_i, \tau_i \in \pi\} \leqq \tau_h$$

が課される。

References

[1] Ciarlet, P. G. and P. A. Raviart, Maximum principle and uniform convergence for the finite element method, Computer methods in applied mechanics and engineering, 2, 17-31 (1973).

[2] Fujii, H., Some remarks on finite element analysis of time-dependent field problems, Theory and practice in finite element structural analysis, (Tokyo Univ. Press, Tokyo, 1973).

[3] Fujita, H., On the blowing up of solutions to the Cauchy problem for $u_t = \Delta u + u^{1+\alpha}$, J. Fac. Sci Univ. Tokyo, 13, 109-124 (1966).

[4] Fujita, H., On some nonexistence and nonuniqueness theorems for nonlinear parabolic equations, Proc. Symposium in Pure Math., AMS, 18, 105-113 (1970).

[5] Ito, S., On the blowing up of solutions for semi-linear parabolic equations (in Japanese), Sugaku, 18, 44-47 (1966).

[6] Kaplan, S., On the growth of solutions of quasilinear parabolic equations, Comm. Pure Appl. Math., 16, 305-330 (1963).

[7] Nakagawa, T., Blowing up of a finite difference solution to $u_t = u_{xx} + u^2$, 1974-annual report of the trial research in large scale computation supported by Japanese Ministry of Education, 47-58 (1975).

[8] Nakagawa, T. and T. Ushijima, Numerical analysis of the semi-linear heat equation of blow-up type, (pre-print).

[9] Tsutsumi, M., Existence and nonexistence of global solutions for nonlinear parabolic equations, Publ. RIMS, Kyoto Univ., 8, 211-229 (1972).

[10] Tsutsumi, M., Existence and nonexistence of global solutions of the first boundary value problem for a certain quasilinear parabolic equation, Funkcialaj Ekvacioj, 17, 13-24 (1974).

[11] Ushijima, T., On the finite element approximation of semi-linear parabolic equations, (pre-print).